

Approved For Release STAT
2009/08/19 :
CIA-RDP88-00904R000100120

declassified

Approved For Release
2009/08/19 :
CIA-RDP88-00904R000100120



Вторая Международная конференция
Организации Объединенных Наций
по применению атомной энергии
в мирных целях

A/CONF/15/P22.23
USSR
ORIGINAL: RUSSIAN

Не подлежит оглашению до официального сообщения на Конференции

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ U^{235}
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ $0,025-10^6$ эв и РАСЧЕТЫ
ДЕЙСТВИЯ ОСКОЛКОВ В ПРОМЕЖУТОЧНЫХ РЕАКТОРАХ

И.В.Гордеев, В.Я.Пунко

Введение

Образующиеся в результате деления U^{235} осколки влияют в дальнейшем на ход цепной реакции в реакторе, поглощая нейтроны и изменяя тем самым его реактивность.

В настоящей статье рассматриваются только такие осколки деления U^{235} , у которых тепловое сечение радиационного захвата не превышает 10^3 барн, т.е. так называемые "шлаки". Из рассмотрения исключались соответственно осколки - "отравители" систем, такие как Cd^{113} , Xe^{135} , Sr^{149} , Sr^{151} , Gd^{155} , Gd^{157} , у которых тепловые сечения захвата превышают 10^3 барн и нейабильные осколки Т 1/2 менее 100 дней.*)

Достаточно полные знания сечений радиационного захвата для тепловых нейтронов и активации осколков деления (1) позволяет дать верхнюю оценку суммарного сечения захвата нейтронов на пару осколков деления U^{235} , равного 50 барн.

В промежуточной и высоких областях энергий нейтронов необходим уже более подробный анализ имеющихся экспериментальных данных (1) по параметрам резонансных уровней составных ядер. С другой

*). Более детальная классификация осколков деления по тепловым сечениям поглощения и периодам полураспада проведена в работах (26) и (27).

-2-

стороны, информацию о среднем сечении захвата позволяют получать активационные измерения (1), (19). Косвенную информацию о средних параметрах резонансных уровней составных ядер могут давать экспериментальные значения закадмивых резонансных интегралов поглощения и активации, а также "котельные" сечения поглощения (1), (3), (4).

Для $\bar{\nu}$ -нейтронов имеется большой экспериментальный материал по зависимости средней "функции силы" $-\bar{\Gamma}_u'/\bar{J}$ от атомного веса (7). Достаточно большой экспериментальный материал собран и по средним расстояниям между уровнями \bar{J} (6), (20).

Как известно, средняя радиационная ширина $\bar{\Gamma}_b$ имеет плавную зависимость от массового числа A и с точностью до 25% остается постоянной в зависимости от спина и положения уровня в данном составном ядре (8), (20), (21).

Совокупность всех указанных фактов позволяет построить энергетическую зависимость среднего сечения радиоактивного поглощения на пару осколков деления U^{235} в области 10^2 - 10^6 эв, исключая выше-перечисленные осколки-отравители и мало изученные нестабильные ядра типа $\bar{\gamma}^{129}$, Pm^{147} *)

При этом из более высоких по орбитальному моменту нейтронов учитывались только ρ -нейтроны.

Расчеты среднего сечения радиационного захвата выше 10^2 эв были проведены в ряде других работ. (9).

Сравнение результатов настоящей работы с оценками (9) показывает их удовлетворительное согласие.

Косвенное указание на удовлетворительность оценок настоящей работы дает следующая проверка.

*) Появившиеся недавно в литературе (Колумбийская Конф., *J. Harvey*) экспериментальные данные по параметрам резонансных уровней в ядре Pm^{147} (9 резонансов) дают расчетное значение резонансного интеграла поглощения Pm^{147} , равное ~ 1400 барн; с учетом выхода Pm^{147} из U^{235} на акт деления вклад этого осколка составляет 31 барн. Основной вклад в резонансный интеграл дают резонансы 5, 12, 5, 92 и 6, 72 эв; всего ~ 29 барн (с учетом выхода на деление). Ввиду того, что расчеты были сделаны раньше, чем появились эти данные, указанная оценка в дальнейшем не учитывается.

2936-76

-3-

Из измерений методом коэффициента опасности оценено (10), что в системах на промежуточных нейтронах типа *SAPL-PPA-5* отношение среднего сечения захвата пары осколков к сечению деления U^{235} лежит в пределах 0,3-0,5. Подобные расчеты, проведенные нами в том же спектре промежуточного реактора, дают величину порядка 0,4.

С другой стороны, в той же работе (10) по данным активационных измерений получено сечение захвата на пару осколков для нейтронов деления U^{235} , равное приблизительно 110 мбарн. Оценка сделана в предположении, что изотопы с четным Z и нечетным N , для которых измерения не проводились, имеют сечения захвата в 3 раза большие, чем соседние четно-четные ядра. Если же предположить, что сечения захвата для ядер с четным Z и нечетным N равны сечениям захвата ядер с нечетным Z и четным N , то соответствующее сечение равно 80 мбарн. Кроме того, предполагалось, что для всех ядер с "магическим" числом протонов или нейронов, равными 50 или 82, сечения малы.

Наши оценки среднего сечения захвата на пару осколков деления U^{235} при энергии 1 Мэв дают значение ~ 90 мбарн.

Оценки (9) дают примерно в 3 раза большие значения средних сечений на пару осколков деления U^{235} в области энергий 10^2 - 10^6 эв, чем соответствующие значения (9). Это объясняется тем, что (9) не учитывали влияние "четно-четности" и особенно "магичности" ядер-осколков с массовыми числами в области 80-150.

В настоящей статье, так же, как и в работе (9) этот эффект учитывается.

Полученные данные по зависимости сечения поглощения осколков деления от энергии использованы в расчетах, имевших целью выяснить эффект осколков в реакторах на промежуточных нейтронах, с различным действующим спектром нейронов.

Расчетные формулы

Резонансный интеграл поглощения δ - нейтрона изолированным Брайт-Вигнеровским (13), (15) пиком в радиационном сечении

-4-

имеет вид: ^{x)}

$$J_{\text{ref}} = \frac{\mathcal{F}}{2} \cdot \frac{4\pi \lambda^2 g \Gamma_u \Gamma}{E_0 \Gamma},$$

/1/

где λ - длина волны падающего нейтрона в резонансе E_0 , деления на 2π ;

Γ_u , Γ_r , Γ - соответственно нейтронная, радиационная и полная ширины резонанса при E_0 ;

$g = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{1}{2I+1} \right)$ - статистический вес состояния составного ядра при энергии E_0 ;

J - спин исходного ядра-мишени.

Среднее сечение радиационного захвата нейтронов с различными орбитальными моментами без учета интерференции уровней составного ядра ^{xx)} имеет, согласно работам (18), вид:

$$\bar{\sigma}_a(E) = \frac{2\pi^2 \lambda^2}{2(2I+1)} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(2j+1) \epsilon_{j\ell}^{\gamma} \frac{\Gamma_{n\ell}(E)}{\mathcal{D}_j}}{1 + \sum_j \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{e'} \epsilon_{jke'}^{\gamma} \frac{2\pi \Gamma_{n\ell}(E-E_k)}{\mathcal{D}}} S(\alpha_{j\ell}),$$

2936-76

где

^{x)} Здесь предполагается, что $E_0 \gg \Gamma$ и основной вклад при интегрировании по радиационному пику в сечении дает область $E-E_0 \sim \Gamma/2$. В дальнейшем будет предполагаться, что резонансные уровни составных ядер-осколков деления U^{235} изолированы друг от друга, т.е. $\Gamma_u < \mathcal{D}$ в области энергий от тепловых до 10^2 эв. Вклад сечения $\sim 1/V$ в этой области энергий будет учитываться отдельно по известному тепловому сечению поглощения осколков деления U^{235} . Полный резонансный интеграл поглощения осколка деления будет тогда суммой резонансных интегралов поглощения от всех уровней в области от $\sim 0,5$ эв до 10^2 эв, сечения поглощения $\sim 1/V$ (до 10 эв) и среднего сечения поглощения выше 10 эв, учитываемого отдельно.

^{xx)} Как показали (18), учет интерференции уровней с помощью формальной теории ядерных реакций, развитой ^к Thomas (1955), не дает существенно поправки в среднерадиационное сечение захвата при тех энергиях, когда средняя нейтронная ширина превышает среднюю радиационную ширину. В области энергий $> 10^2$ эв для осколков деления U^{235} имеет место в большинстве своем именно такой случай.

-5-

где $\bar{\Gamma}_{n,e}(E)$, $\bar{\Gamma}_{n,e}(E-E_k)$ *** - соответственно средняя нейтронная ширина при упругом рассеянии нейтрона с орбитальным моментом $\hbar e$, и средняя нейтронная ширина при неупругом рассеянии нейтрона с орбитальным моментом $\hbar e'$, оставляющего остаточное ядро в возбужденном состоянии с энергией E_k (предполагается сохранение четности состояний "составное ядро = нейтрон + остаточное ядро"); ϵ_{je} , $\epsilon_{jke'}$ - соответственно число доступных каналов реакции, где j , j_k - каналовые спины остаточного ядра в основном и возбужденном состояниях, равные:

$\epsilon_{je}^7 = 2$, если оба значения канального спина $j = I \pm \frac{1}{2}$ заключены в пределах $|\tilde{J}-e| \leq j \leq |\tilde{J}+e|$;
 $\epsilon_{je}^7 = 1$, если одно из значений j заключено в этих пределах,
 $\epsilon_{je}^7 = 0$, если ни одно из значений j не заключено в этих пределах
 $\tilde{J} = \frac{\tilde{J}_j(3)}{2\pi\tilde{J}_j(B)}$, $\tilde{J}_j(B)$ -среднее расстояние между уровнями составного ядра с данным значением спина \tilde{J} и четностью при энергии связи нейтрона B в нем. При условии равновероятного распределения уровней составного ядра с различными канальными спинами для 5 - нейтронов и учета только зависимости от спина составного ядра имеют место следующие формулы (6) :

$$\tilde{J}_j = \tilde{J}_o / (2\tilde{J}+1) \quad /3/$$

$$\tilde{J}_j = \frac{2(2I+1)}{2\tilde{J}+1} \cdot \tilde{J}_{\text{наб}} \quad , \quad \text{если } I \neq 0 \quad /4/$$

$$\tilde{J}_j = \tilde{J}_{\text{наб}} \quad , \quad \text{если } I = 0$$

где $\tilde{J}_{\text{наб}}$ - среднее наблюдаемое из нижеэнергетических резонансов расстояние между уровнями;

\tilde{J}_o - константа, не зависящая от спина, предполагается независящей от энергии падающего нейтрона (по крайней мере, с точностью 15%);

*** в дальнейшем при оценке $\bar{\Gamma}_{n,e}(E)$ предполагается справедливой полуэмпирическая модель (18): так называемая "проницаемость" ядра $T_e(E)$ берется по модели "четного ядра" (12), а "функция силы" T'/\tilde{J}_j берется из экспериментальных данных по нижним резонансам для 5 - нейтронов.

Таким образом $\bar{\Gamma}_{n,e}(E)/\tilde{J}_j = T_e(E)/2\pi$; $T_e(E) = 2\pi\sqrt{E} \left(\frac{\tilde{J}_o}{\tilde{J}_j} \right) v_e$;

$v_o = 1$; $v_j = \frac{x^2}{1+x^2}$; где $x = kR$, k - волновое число падающего нейтрона; R - канальный радиус составного ядра.

-6-

$S(\alpha_{j,e})$ - фактор, учитывающий усреднение дроби (входящей в формулу 12) $\Gamma_{n,e}(E)/(\bar{\Gamma}_j + \sum_k \sum_{e'} \epsilon_{jke'} \bar{\Gamma}_{n,e'}(E-E_n))$ по распределению S -нейтронных приведенных ширин $\bar{\Gamma}_n$.

Наилучшее согласие с экспериментально-известными данными по распределению S -нейтронных приведенных ширин дает распределение (7), согласно которому для фактора S имеет место формула (без учета неупругого рассеяния):

$$S(\alpha_{j,e=0}) = \frac{\left\langle \frac{\bar{\Gamma}_{n,0} \cdot \bar{\Gamma}_j}{\bar{\Gamma}_{n,0} + \bar{\Gamma}_j} \right\rangle_{p.t.}}{\frac{\bar{\Gamma}_{n,0} \cdot \bar{\Gamma}_j}{\bar{\Gamma}_{n,0} + \bar{\Gamma}_j}} = (1 + \alpha_{j,0}) \left[1 - \sqrt{\pi} \sqrt{\frac{\alpha_{j,0}}{2}} \cdot \exp\left(\frac{\alpha_{j,0}}{2}\right) \left(1 - e^{-\sqrt{\pi} \sqrt{\frac{\alpha_{j,0}}{2}}} \right) \right],$$

где $\alpha_{j,0} = \bar{\Gamma}_j / \bar{\Gamma}_{n,0}$; 15/

Анализ экспериментальных данных в нижнеэнергетической области

При расчете резонансных интегралов поглощения осколков деления U_{235} и средних сечений радиационного захвата были приняты следующие предпосылки для оценки нижнеэнергетических средних резонансных параметров:

1. Нейтронные ширины $\bar{\Gamma}_n$ в составном ядре сильно флуентируют от уровня к уровню (2). Наиболее полные данные по ним собраны в Атласе (1) и его дополнении.

Средняя по многим резонансам "функция силы" $\bar{\Gamma}_n^0 / \bar{D}_j$, для β - нейтронов в зависимости от массового числа A имеет два хорошо выраженных "гигантских резонанса" соответственно при $A \sim 55$ и $A \sim 150$ и плавный характер зависимости от A (7) (табл.1).

"Функция силы" $\bar{\Gamma}_n^0 / \bar{D}_j$ для p - нейтронов была оценена рядом авторов (19) из экспериментальных данных по полным и активационным сечениям в области энергий выше нескольких кэв. При оценках "проницаемостей" ядер $\bar{\Gamma}_e$ предполагалась справедливой модель "черного ядра" (6).

Ниже приводится таблица со сводкой данных различных авторов (9) по "функции силы" для p -нейтронов $(\bar{\Gamma}_n^0 / \bar{D}_j)_{e=1} \times 10^4$. По этим данным были сделаны соответствующие экстраполяции.

-7-

z, A	$(\bar{\Gamma}_n^o / \bar{D}_\gamma)_{e=1} \times 10^4$	$\gamma_n^2 ev^2$
$Zr^{91, 92, 93}$	6 [a]	
Ag^{107}	2 [b]	1,91 [b]
In^{115}	1,24 [c]	2,49 [b]
	5,3 [b]	
Sb^{121}	20,7 [b]	20,4 [b]
Sb^{125}	5,5 [b]	12,6 [b]
Te^{127}	1,78 [b]	1,44 [b]
Re^{186}	11,2 [b]	1,94 [b]
U^{238}	0,7 [c]	

x) Величина γ_n^2 приведенной нейтронной ширины связана с "единицей силы" $\bar{\Gamma}_n^o / \bar{D}_\gamma$ соотношением: $\gamma_n^2 = (\bar{\Gamma}_n^o / \bar{D}_\gamma) \sqrt{E_{ev} / E_{ev}} \cdot \bar{D}_\gamma / 2kR$, где k - волновое число нейтрона вне ядра; R - каналовый радиус ядра.

При отсутствии каких-либо данных по нейтронным ширинам для отдельных δ - волновых резонансов делались следующие оценки $\bar{\Gamma}_n^o$:

а) по полным сечениям $\bar{\sigma}_{\text{ном}}(E)$ в зависимости от энергии (1), в случае достаточно выделенных резонансных пиков, $\bar{\Gamma}_n^o$ можно оценить следующим образом.

Если энергетическое разрешение падающих нейтронов можно представить треугольником разрешения с шириной основания 2δ , то на крыльях Брайт-Вигнеровского пика (т.е. $(E - E_0) \gg \Gamma/2$) выполняется следующее условие:

$$\bar{\sigma}_0 \Gamma^2 = -4\delta^2 \sqrt{E/E_0} \cdot (\bar{\sigma}_{\text{ном}}(E) - \bar{\sigma}_p) \frac{1}{\ln\left(1 - \frac{\delta^2}{(E - E_0)^2}\right)}, \quad /7/$$

где $\bar{\sigma}_p$ - сечение потенциального рассеяния. Согласно (1) получаем величину

$$\bar{\Gamma}_n^o = -\bar{\Gamma}_\gamma^o / 2 + \sqrt{\bar{\Gamma}_\gamma^o^2 / 4 + \bar{\sigma}_0 \Gamma^2 / 4\pi \lambda_0^2 g}; \quad /8/$$

-8-

в) по одиночному сильному резонансному пику в полном сечении, определяющему тепловое сечение захвата σ_{atn} .

Из формулы /1/ при условии $E_o \gg E_{th}$ (E_{th} - энергия тепловых нейтронов) и $E_o \gg \Gamma$ следует:

$$\sigma_{\text{atn}} = \frac{1}{4\sqrt{E_{th}}} \cdot \frac{\sigma_o \Gamma \Gamma_r}{E_o^{\frac{3}{2}}} , \quad /9/$$

$$g\Gamma_n = \frac{\sigma_{\text{atn}} \sqrt{E_{th}} \cdot E_o^{\frac{3}{2}}}{\pi \lambda_o^2 \cdot \Gamma_r} . \quad /10/$$

с) В случае уровней с большой нейтронной шириной ($\Gamma_n \gg \Gamma_r$) для получения резонансного интеграла поглощения, знания Γ_n не требуется и приближенно можно считать, что:

$$J = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{4\pi \lambda_o^2 g \Gamma_r}{E_o} \quad (\text{см. } /1/)$$

2. Средние расстояния между уровнями с данным значением спина и четности в составном ядре могут быть определены с помощью довольно хорошо известных данных по наблюдаемым расстояниям между уровнями в нижнеэнергетической области (1). Сводка данных по ним (\bar{D}_f) приведена в работах (6), (7), (20). (см.табл.2). Связь между $\bar{D}_{\text{наб}}$ и \bar{D}_f устанавливается соотношениями (4) и (4а). В области тех массовых чисел, где экспериментальные данные по $\bar{D}_{\text{наб}}$ отсутствовали, были проделаны соответствующие экстраполяции (особенно для "четно-четных" и "магнитических ядер"). Так, для "четно-четных" ядер верхний предел для \bar{D}_f брался в 5-10 раз больше, чем для соседних "четно-нечетных" ядер, а для "магнитических ядер" - верхний предел достигал величины $\sim 10^3$ эв.

С помощью всех перечисленных выше оценок средних резонансных параметров, таких как $\bar{\Gamma}_r$, \bar{D}_f , $(\bar{\Gamma}_n^0 / \bar{D}_f)_{\ell=0}$ (см.табл.2), было построено по формуле /3/ среднее сечение радиационного захвата на пару осколков деления U^{-255} (стабильных и долгоживущих с $T_{1/2} \geq 100$ дп, включая отправители и осколки Fe^{129} , Pm^{147}) в зависимости от энергии от 10^2 до 10^6 эв.

Ниже приводится таблица полученных результатов и результатов работы (9).

2936-9562

E эв	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6
Результаты настоящей работы $\sum p_i \bar{\sigma}_a^i$ барн	15,2	2,78	0,54	0,230	0,106
результаты $\sum p_i \bar{\sigma}_a^i$ барн работы $\sum p_i \bar{\sigma}_a^i$ деления	15,4	2,8	0,49	0,10	0,09

Полный резонансный интеграл поглощения на пару осколков деления U^{-235} в области энергий от 10^2 до 10^6 эв равен 23 барн.

Как видно из этой таблицы, оценки настоящей работы мало отличаются от оценок работы (9), исключая значение $\sum p_i \bar{\sigma}_a^i$ при энергии 10^5 эв, где имеется различие более, чем в 2 раза. Такое различие возможно объясняется более детальным учетом в данной работе нейтронной p -волны в $(\bar{J}_n^0/\bar{J}_n)_{\ell=1}$ и более хорошими оценками средних расстояниях \bar{J}_ℓ (особенно для "четно-четных" и "магических" ядер").

В сводной табл. I приведены выходы осколков и средние резонансные параметры.

В табл. 2 приведено рассчитанное значение резонансного интеграла поглощения $\sum p_i \bar{\sigma}_a^i$ на пару стабильных и долгоживущих осколков с $T_{1/2} \geq 100$ дн, кроме "отравителей" и осколков $\bar{J}^{129}, \bar{P}_m^{147}$ деления U^{235} в функции верхнего предела энергии. Полный резонансный интеграл поглощения в области от 1 до 10^2 эв равен 144 барн. (Без поглощения \bar{J}/ν). По суммарному резонансному интегралу поглощения с учетом поглощения \bar{J}/ν (без учета "отравителей" и $\bar{J}^{129}, \bar{P}_m^{147}$) построено среднее радиационное сечение поглощения на пару осколков в области от 0,025 до 10^2 эв (см. табл. 3 и рис. 1). Оно строилось путем сглаживания суммарного резонансного интеграла поглощения, (с условием сохранения площади под этой кривой), являющегося функцией верхнего предела энергии и последующего дифференцирования интег-

2936-76

-10-

рала по $\ln E$. *)

Полный резонансный интеграл поглощения на пару стабильных и долгоживущих осколков деления U^{235} (без учета "отравителей", γ^{129} и β^{147}) составляет: в области $0,025 - 0,625$ эв, где сечение следует закону $\sim \frac{1}{\nu}$ $I_{res} \Big|_{0,025}^{0,625} = 80$ барн.

в области $0,625 - 10^2$ эв: $I_{res} \Big|_{0,625}^{10^2} = 162$ барн;

в области $10^2 - 10^6$ эв: $I_{res} \Big|_{10^2}^{10^6} = 23$ барн;

суммарный интеграл: $I_{res} \Big|_{0,025}^{10^6} = 265$ барн.

Объяснения к таблицам 1, 2 и 3

В табл.1 в 1-й колонке, в порядке возрастания массового числа, приведены массовые числа и химический символ элемента, являющегося осколком деления U^{235} . Слева приведены спины исходных ядер-мишеней и периоды полураспадов для радиоактивных ядер.

Во 2-й колонке приведены значения выходов p соответствующих осколков при делении U^{235} тепловыми нейтронами. Выходы осколков деления U^{235} , данные в процентах и нормированы на два осколка (16).

В 3-й колонке даны значения средних \bar{D}_x расстояний между уровнями составных ядер на одно спиновое состояние и одну четность при энергии возбуждения, соответствующей энергии связи нейтрона в составном ядре (14). Экспериментальные и обработанные по ним данные для \bar{D}_x эв, взяты из работ (1), (6), и (20).

В 4-й колонке приведены значения средних радиационных ширин \bar{J}_x в Мэв; экспериментальные данные по ним взяты из работ (1), (8). Вблизи "магических ядер" и для "четно-четных" ядер оценки делались по полуэмпирической формуле из работы (20).

*) Необходимо отметить, что в различных реакторных системах средняя величина секция поглощения нейтронов осколками деления в надтепловой области энергии от $0,025$ эв до 2 эв будет зависеть от конкретного вида спектра нейтронов, устанавливающегося в результате термализации. Это секция может не соответствовать значению полученному в данной работе по рассчитанной величине резонансного интеграла поглощения. Однако, в расчетах настоящей работы влияние указанной части спектра нейтронов было несущественным.

-11-

В 5-й колонке приведены значения средних "функций сил" для 5-нейтронов $\bar{\Gamma}_n^0 / \bar{\Gamma}_p$ в единицах 10^{-4} . Экспериментальные данные по ним взяты из работ (7) и по экстраполяциям согласно (7).

В 1-м столбце табл.2 приведены химические символы и массовые числа элементов, выходящих при делении из ядер U^{235} (без учета "отравителей" и ядер Z^{129} , Pm^{147}).

Во 2-й колонке, в порядке уменьшения энергии, приведены значения резонансных уровней этих элементов, начиная от энергий $>10^2$ эв.

В 3-й колонке даны значения резонансных интегралов поглощения на соответствующих резонансных уровнях составных ядер с учетом выхода данного осколка на деление.

В 4-й колонке даны значения полного резонансного интеграла поглощения на пару осколков деления U^{235} до данной энергии, начиная с энергии 10^2 эв в порядке следования энергий уровней соответствующих осколков.

В табл.3 приведены значения среднего радиационного сечения захвата на пару осколков деления U^{235} в зависимости от энергии в логарифмическом масштабе (логарифмический интервал энергии равен 0,115). Сечение дано в интервале от 0,625 до 10^2 эв и включает поглощение $\sim 1/\nu$. В области ниже 0,625 эв сечение осколков деления U^{235} без "отравителей" и Z^{129} , Pm^{147} следует закону $\sim 1/\nu$, принимая при $E = 0,025$ эв значение ~ 50 барн /деление. Выше энергии $\sim 10^2$ эв значения оценок среднего сечения захвата на деление приведены в табл.1.

2936-76

Расчеты действия осколков в промежуточных реакторах

Расчеты производились для реакторов без отражателя в диффузионно-возрастном приближении. Активная зона каждого реактора состояла из 60%-ной гомогенной смеси урана-235 с бериллием, 10% железа и 30% натрия. Соотношение между концентрацией ядер урана-235 ρ_u и бериллия ρ_{Be} в расчетах варьировалось следующим образом:

$$\rho_u / \rho_{Be} = 4 \cdot 10^3, \quad 7 \cdot 10^8, \quad 10^{-2}, \quad 2 \cdot 10^{-2}, \quad 3 \cdot 10^{-2}, \quad 6 \cdot 10^{-2}.$$

Благодаря этому, настоящее рассмотрение включает в себя широкий класс реакторов с точки зрения действующего спектра нейтронов: медианная энергия нейтронов (энергия, выше которой произошло 50% де-

-12-

лений) у этих реакторов изменяется от 20 до 40^5 эв (23). При проведении расчетов физические константы для урана-235 брались из атласа (1). Сечения рассеяния бериллия, железа и натрия также принимались по Атласу (1). Сечения поглощения этих материалов предполагались подчиняющимися закону $\frac{1}{u}$. Задача ставилась следующим образом: какова возможная глубина выгорания U^{235} , с точки зрения действия шлаков, в указанных системах при различном избытке надкритичности? Для ответа на этот вопрос были произведены следующие расчеты.

Рассчитывались размеры и загрузки "голых" реакторов с указанными выше значениями ρ_s/ρ_{be} для следующих эффективных коэффициентов размножения: $K_{eff} = 1; 1,05; 1,1; 1,15; 1,2$. Расчет сводился к подбору материальных параметров χ^2 , при которых трансцендентное уравнение для K_{eff} (23) давало бы нужное значение. Результаты этих расчетов представлены на рис.2, где и изображены кривые зависимости загрузок реакторов G от их объемов V . Если бы осколки деления не поглощали нейтроны, то в реакторе данного объема почти весь избыток загрузки урана-235 равный разности ординат между кривой с $K_{eff} > 1$ и $K_{eff} = 1$ можно было бы выжечь^{x)}. На самом деле поглощение нейронов шлаками заставит реактор остановиться раньше, чем будет достигнута загрузка на кривой с $K_{eff} = 1$. Соответствующая величина выгорания ядерного горючего, если принять нейтроны деления монохроматичными, может быть найдена с помощью трансцендентного уравнения, выражющего собой неравенство: $K_{eff} = 1$ в реакторе с осколками:

$$1 = \int_0^\infty \frac{\nu_{eff} e^{-\chi^2 \tau(0 \rightarrow u)}}{\sum_{s,0}} (\rho_{s,0} - \rho_{osc}) \sigma_{eff}^5(u) e^{-(\rho_{s,0} - \rho_{osc}) \int_0^u \frac{\sigma_{osc}^5 du'}{\sum_{s,0}} - \rho_{osc} \int_0^u \frac{\sigma_{osc}^5 du'}{\sum_{s,0}} - \rho' \int_0^u \frac{\sigma_{osc}^5 du'}{\sum_{s,0}}} du \quad /12/$$

где ν_{eff} - число нейтронов, испускающихся при захвате нейтрона ядром урана-235; $\sum_{s,0}$ - замедляющая способность материала активной зоны;

$\tau(0 \rightarrow u) = \int_0^u \frac{du}{\sum_{s,0} \Sigma_{tz}}$ - Фермиевский возраст нейронов между логарифмами 0 и u ($u=0$ - средняя энергия деления);

^{x)} Конечно, некоторая часть урана-235 уничтожалась бы вследствие радиационного поглощения нейронов. Кроме того, здесь не учитывается, что накапливающийся уран-236 также действует как шлак.

-13-

$\rho_{s,0}, \rho_{ocu}, \rho'$ - концентрации ядер: исходного количества урана-235, накопившихся осколков деления, всех других поглотителей;
 $\tilde{G}_{af}, \tilde{G}_{af}^{ocu}, \tilde{G}_{af}'$ - микроскопические сечения захвата в уране-235 в осколках деления и во всех других поглотителях соответственно.

Обозначая $x = \rho_{ocu}/\rho_{s,0}$ и вычисляя в формуле /12/ интеграл в области тепловых летаргий ($u_{tr} \leq u \leq \infty$), где константы взаимодействие нейтронов с веществом не должны меняться, получим расчетную формулу для определения x :

$$1 = (1-x) \left\{ \int_0^{u_{tr}} \frac{\nu_{eff} \sum_{af,0}^5}{\xi \sum_s} e^{-\phi(0+u)-x \int_0^u \frac{\nu_{af,0}^5}{\xi \sum_s} \left(\frac{\tilde{G}_{af}^{ocu}}{\tilde{G}_{af}^5} - 1 \right) du'} \right. \\ \left. + \nu_{eff}(u_{tr}) \left(\frac{\sum_{af,0}^5}{\sum_{af}} \right)_{u_{tr}} e^{-\phi(0+u_{tr})} \frac{e^{-x \int_0^{u_{tr}} \frac{\nu_{af,0}^5}{\xi \sum_s} \left(\tilde{G}_{af}^{ocu}/\tilde{G}_{af}^5 - 1 \right) du'}}{1 + x^2 L^2(u_{tr}) + x \left(\frac{\sum_{af,0}^5}{\sum_{af}} \right)_{u_{tr}} \left[\left(\frac{\tilde{G}_{af}^{ocu}}{\tilde{G}_{af}^5} \right)_{u_{tr}} - 1 \right]} \right\} / 13/$$

$$\text{где } \sum_{af,0}^5 = \rho_{s,0} \cdot \tilde{G}_{af}^5; \quad \sum_{af} = \rho_{s,0} \cdot \tilde{G}_{af}^5 + \rho' \tilde{G}_{af}'; \quad L^2 = \frac{1}{3 \sum_{af} \sum_{tr}};$$

$$\phi(0+u) = \int_0^u \frac{\sum_{af}}{\xi \sum_s} du' + x^2 \tau(0+u);$$

Найдя из формулы /13/ подбором $x = \frac{G_{s,0} - G'_s}{G_{s,0}}$, определяем далее G'_s - загрузку урана-235, при которой в реакторе с осколками установится $K_{eff}=1$. На рис.2 построены также кривые $G'_s = \phi(v)$ соответствующие различным исходным системам с $K_{eff} = 1,05; 1,1; 1,15; 1,2$.

Пользуясь графиками рис.2, можно установить важную характеристику реактора с данным спектром нейтронов так называемую "цену" 1 кг осколков деления. Под этим названием понимается количество урана-235, выраженное в кг, которое необходимо для компенсации действия 1 кг осколков в реакторе фиксированного размера. Обозначим эту величину через $m = \frac{G'_s - G_s / K_{eff}}{G_{s,0} - G_s}$.

На рис.3 построены графики зависимости цены 1 кг осколков m от исходной концентрации урана-235 в бериллии при различных из-

2936-76

-14-

бытках надкритичности ΔK_{eff} . Данные рис.3 рассчитаны с помощью графиков рис.2. Из кривых рис.3 видна невыгодность промежуточных систем с концентрациями ρ_5/ρ_{Be} , лежащими по обе стороны вблизи значения $\rho_5/\rho_{Be} \sim 10^{-2}$. Видна также тенденция возрастания m с уменьшением ΔK_{eff} при $\rho_5/\rho_{Be} < 10^{-2}$, причем, предельным случаем являются результаты расчетов для $\Delta K_{eff} = 0$ по формуле теории возмущений (24). Эта формула применительно к расчету фактора m в "голом" реакторе записывается в следующем виде:

$$m = \frac{\int_0^\infty \phi \sigma_a^{osc} \phi^+(u) du}{\int_0^\infty \phi \sigma_a^{osc} [\Delta_{eff} \phi^+(0) - \phi^+(u)] du} = \frac{\int_0^\infty \frac{\rho_5 \sigma_a^{osc}}{\xi \Sigma_s} e^{-\phi(0 \rightarrow u)} \frac{\phi^+(u)}{\phi^+(0)} du}{\eta}, \quad (14)$$

$\phi(u)$, $\phi^+(u)$ - поток на единичный интервал летаргии и ценность нейтронов при летаргии U ;

η - показатель эффективности урана-235 в реакторе (25).

Для расчета фактора m по формуле /14/ предварительно находилось энергетическое распределение потоков и ценностей нейтронов в интересующих нас реакторах. Теория возмущений, как видно из расчетов, сильно увеличивает значение m , в основном из-за низкой эффективности урана-235 в рассматриваемой области относительных концентраций ρ_5/ρ_{Be} (23).

В действительности введение в реактор того или иного количества дополнительного делящегося вещества сверх критического существенно влияет на действующий спектр нейтронов в процессе выгорания урана-235 (рис.3). Благодаря этому, цена 1 кг осколков m заметно зависит от избытка надкритичности ΔK_{eff} причем, по-разному при различных ρ_5/ρ_{Be} .

В заключение авторы выражают благодарность действительному члену АН УССР А.И.Лейпунскому, кандидату физико-математических наук Л.Н.Усачеву и Г.И.Тошинскому за обсуждение результатов работы и ряд ценных замечаний.

-15-

1. Hughes D., Harvey J. "Neutron Cross-Sections BNL-325 (1955) Supplement, January 1 (1957).
2. Hughes D., Garth R., Levin J., Phys. Rev., 1953, 91, 1423.
Hughes D., Harvey J., Phys. Rev., 1955, 99, 1032.
Porter C., Thomas R. Phys. Rev., 1956, 104, 483.
3. Harris S., Muelhause C., Thomas G., Phys. Rev., 1950, 79, 11.
Goldhaber M., Lawry H., Sunayr A., Phys. Rev., 1949, 76, 189.
Bogart R., Nucleonics, 1952, 10, 10, 35.
4. Macklin R., Pomerance H., Geneva Confer. Papers, 1955, №633
5. Weisskopf V., Geneva Conf. Papers, 1955, №630.
Hughes D., Атомная энергия, 1956, № 5
6. Bethe H., Rev. Mod. Phys., 1937, 9, 53.
Lang J., Le Couteur K., Proc. Phys. Soc., 1954, 67A, 586.
Levin J., Hughes D., Phys. Rev., 1956, 101, 1328.
Newton T., Can Journ. Phys., 1956, 34, 804.
7. Carter R., Harvey J., Hughes D., Carter R., Pilcher W.,
Phys. Rev., 1954, 96, 113.
Harvey J., Hughes D., Carter R., Pilcher W. Phys. Rev.,
1955, 99, 10:
Немировский П.Э.Ж-ЮРТ, 1957, 33, впп.3 (9), 746
8. Levin J., Hughes D., Phys. Rev., 1956, 101, 1328.
9. Greebler P., Hurwitz H., Storm H., Nucl. Sci. and
Engineering, 1957, 2, 334.
Businaro J., Gallone S., Morgan D., Journ. of Nucl.
Energy, 1957, 4, 319.
10. Hurwitz H., Ehrlich R., Progress in Nucl. Energy, Ser. I
Physics and Mathematics, Chap. II, 1955.
11. Snyder T. Geneva Confer. Papers, 1955, №602.
12. Блатт Д., Вайскопф Д., Теоретическая ядерная физика, 1954 п.л.
13. -Серге. Экспериментальная ядерная физика. ИЛ (1956)
14. Wapstra A., Physica, 1955, 21, 385

15. Breit G., Wigner E., Phys. Rev., 1936, 45, 519.
16. Rev. Mod. Phys., 1946, 18, №4 .
Coryell C., Sugarman N. Radium Stud. Fission Prod. Book, 1951, 3.
17. Сливак П.Е., Ероэлимский Б.Г., Дорофеев Г.А., Лавренчик В.Н. Доклады на международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Физические исследования. Женева. 1955. стр.213
18. Hauser W., Feshbach H., Phys. Rev., 1952, 87, 366.
Margolis R., Phys. Rev., 1952, 88, 327.
Lane A., Lynn J., Proc. Phys. Soc., 1957, 70, 452A, 557.
19. Macklin R., Lazar N., Lyon W., Phys. Rev., 1957, 107, 504.
Nickols P. et al. BAPS, I, 1957, II, №4, 218.
Newson H. et al. BAPS II, 1957, №4, 218.
20. Stolovy A., Harvey J., Phys. Rev., 1957, 108, 353.
21. Cameron A., Can J. Phys., 1957, 35, 666.
22. London H., et al. Phys. Rev., 1954, 93, 1030; Phys. Rev., 1952, 86, 605.
23. Пупко В.Я., Дружинина Г.И., Платонова С.Т. "Физические особенности реакторов с различными действующими спектрами нейтронов",
Доклад, представленный на Женевскую конференцию 1958г.
24. Усачев Л.Н. "Уравнение для ценности нейтронов, кинетики реактора и теория возмущений".
Доклад, представленный на Женевскую конференцию, 1955г.
25. Пупко В.Я. "Анализ зависимости между критической загрузкой и критическим объемом для реакторов различного типа",
Приложение № I к "Атомной энергии" за 1958 г.
26. Геланик А.Д. "Теория ядерных реакторов и тепловых нейтронах. Атомиздат, Москва 1957 г.
27. Иоффе Б.Л. и Окунь Л.Б., Атомная энергия, 1956, 4, 80.

-17-

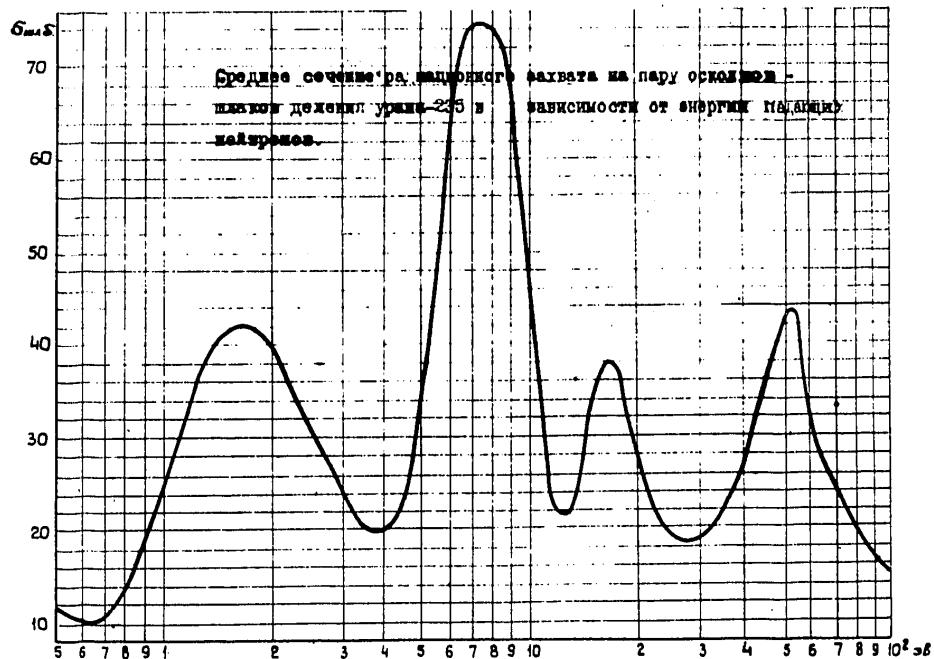
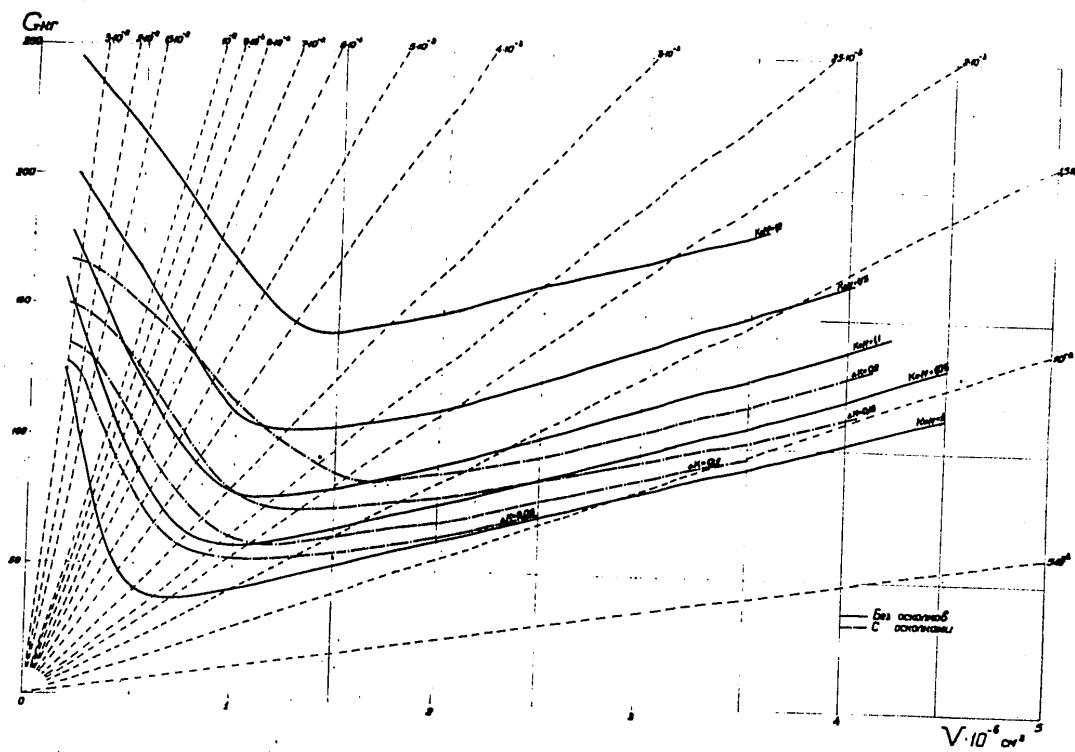


Рис. I. Среднее сечение радиационного захвата на пару осколков-
шлаков U^{235} в зависимости от энергии нейтронов.



2936-76

- 19 -

3636-77

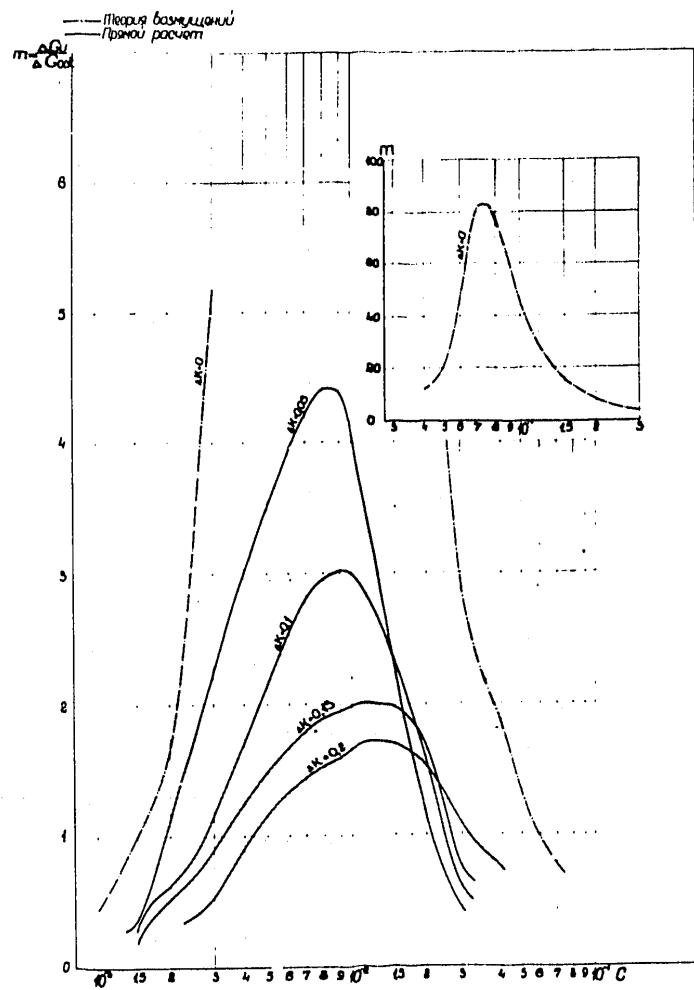


Рис.3. Зависимость цены 1 кг осколков m от $C = \int' / \rho_{Re}$ при различных $\Delta\kappa_{eff}$.

Обозначения:

— прямой расчет,

— · · · · · расчет по теории возмущений

-20-

Таблица I
Средние параметры резонансных уровней осколков деления

0,59	500	350	0,30	0,0II	I4,2	77 3	0,55
I,II	I0 ³	300	0,3I	0,18	300	90	0,78
0,33	500	250	0,32	0,38	25 5	I00 30	0,8I
I,20	500	200	0,32	0,7I	I40	I00	0,84
2,14	I0 ³	200	0,33	I,20	30	I00	0,87
2,82	I0 ³	200	0,33	I,97	40	II5	0,94
3,56	I0 ³	200	0,34	3,30			
4,58	I0 ³	200	0,34	2,85	40	II5	0,94
5,62	500	200	0,35	4,24	40	I20	0,99
6,10	500	200	0,35	6,70	42,5	I20	I,03
6,32	500	200	0,36	7,53	40	I30	I,08
6,47	500	200	0,36	6,00	I00	I30	I,14
6,55	500	200	0,37	6,24	I0 ³	I40	I,20
6,6I	370	I20	2I0 60	0,37	4,70	I0 ³	I40
6,6I	500	270	0,38	6,6I	I0 ³	I50	I,27
6,56	370	I20	330 80	0,38	6,59	I0 ³	I,35
6,48	500	I50	260 80	0,40	6,5I	I50	I44
6,I6	30	260	80	0,40	6,4I	I40	I,53
5,56	500	I50	260 80	0,4I	6,22	380	I,62
4,60	I00	I50	0,42	6,06	600	I30	I,7I
3,56	200	I30	0,43	5,90	50	48 5	I,80
2,4I	I50	I55 5	0,44	5,06	500	48	I,89
I,50	400	I30	0,45	5,06	500	48	I,89
0,92	50	I30	0,46	3,95	50	48 5	I,90
0,I5	I00	I30	0,46	3,07	500	50	2,05
0,26	50	I30	0,48	2,26	7	60	3,0
0,I3	40	I30	0,50	0,09	I4	55 I5	4,30
0,028	3I 6	I3I 9	0,5I	I,40	6,6	65 2	4,00
0,02	70	90	0,5I	I,79	500	65	2,29
0,0I8	68	90 30	0,52	I,40	6,6	65 2	4,00
0,0I3	230	90 30	0,53	0,7I8	500	65	2,44
0,0I2	6I	II2 5	0,54	0,486	7	70	2,20

-21-

Продолжение таблицы I

0,305	50	80	2,58	
0,122	2,2	0,3 88	I5	2,40
0,100	I00	90,0		2,73
0,55	42	I04, I7		2,79
0,028	30	90		2,79
0,016	29	I00	I7	2,72

- 22 -

Таблица 2

Зависимость суммарного резонансного интеграла поглощения
на пару осколков деления -235 от энергии в области от
до 100

128	0,46	0,46	18,8	0,027	34,82
100	0,39	0,85	18,1	0,026	34,85
100	1,79	2,64	16,8	0,013	34,86
94,8	0,25	2,84	15,2	2,53	37,39
91	0,022	2,91	13,9	21,4	58,79
85,5	0,128	3,04	13,3	0,003	58,79
83,1	0,16	3,20	13	0,16	58,95
78	0,004	3,20	11,7	0,066	59,02
73,5	0,08	3,28	9,8	4,32	63,34
71,5	0,42	3,70	9,2	10,4	73,74
66	0,005	3,71	8,95	0,122	73,86
56,7	0,003	3,71	8,2	18,2	92,06
56	0,808	4,62	7,6	0,01	92,07
54	1,85	6,37	5,9	19,4	III,47
47,8	9,92	16,29	5,6	1,63	II3,I
46	0,067	16,36	5		-
45	6,30	22,66	4,37	4,94	II8,0
43,1	4,87	27,53	3,94	0,179	II8,2
40,9	1,52	29,05	3,28	0,13	II8,3
40	0,68	29,93	2,57	0,38	II8,7
37,7	0,160	30,19	2,46	0,73	II9,4
34	0,30	30,49	2,2	0,31	II9,7
30,9	0,0067	30,50	1,76	0,06	II9,76
24,1	1,93	32,43	1,458	0,34	I20,10
24	0,029	32,46	1,25	2,35	I43,6
22,6	1,68	34,14			без исключения
22,1	0,003	34,14			
20,1	0,067	34,21			
20,5	0,03	34,24			
20,5	0,55	34,79			

-23-

Таблица 3

Среднее сечение радиационного захвата нейтронов
на пару осколков деления - 235 в зависимости
от энергии в области 0,625 до 10^2 эв

0,025		50	13,75	26,8
			15,0	37,0
0,625	0,000	10	17,5	37,0
0,70	0,115	10,8	20,0	28,0
0,79	0,230	14,0	22,5	22,0
0,90	0,345	18,8	25,0	18,8
1,00		24	28,0	19,2
1,12		30	32,0	19,6
1,25		36	35,0	21,0
1,38		40	40,0	26,0
1,50		41,6	45,0	37,0
1,75		41,6	50,0	43,0
2,00		39,6	56,0	40,0
2,25		35,2	62,5	30,0
2,50		30,8	70,0	24,0
2,80		26,4	79,0	20,0
3,20		22,4	90,0	16,8
3,50		20	100,0	15,2
4,00		20		
4,50		23,2		
5,00		34,4		
5,60		47,2		
6,25		68		
7,00		74,4		
7,90		74,2		
9,00		69,2		
10,0		47,6		
11,2		27,2		
12,5		21,6		